

УДК 551.465

*И. Л. Баимачников^{1,2}, Т. В. Белоненко¹, П. А. Куйбин³***ПРИЛОЖЕНИЕ ТЕОРИИ КОЛОННООБРАЗНЫХ Q-ВИХРЕЙ
С ВИНТОВОЙ СТРУКТУРОЙ К ОПИСАНИЮ ДИНАМИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК ЛОФОТЕНСКОГО ВИХРЯ НОРВЕЖСКОГО МОРЯ***¹ Санкт-Петербургский государственный университет,

Российская Федерация, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9

² Международный центр по окружающей среде и дистанционному зондированию им. Ф. Нансена, Российская Федерация, 199034, Санкт-Петербург, 14-я линия В. О., 7, оф. 49Н³ Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН,

Российская Федерация, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1

В работе рассмотрена методика исследования динамических характеристик мезомасштабных вихрей в океане на основе теории колоннообразных вихрей с винтовой структурой. Для описания радиального профиля относительной завихренности используется Q-распределение. Для последнего выведены основные формулы, связывающие распределения горизонтальной и вертикальной компонент скорости в вихре. Получены параметры, ограничивающие применимость аналитического решения. Показаны достоинства и недостатки данной модели в сравнении с радиальными распределениями Скалли и Релея. В частности, показано, что Q-распределение в некотором смысле можно считать компромиссным вариантом между указанными выше распределениями. Теория колоннообразных вихрей с винтовой структурой применена для перманентно существующего антициклонического Лофотенского вихря Норвежского моря. Средние радиальные распределения различных характеристик Лофотенского вихря получены по данным гидродинамического моделирования, проведенного в Массачусетском технологическом институте (Massachusetts Institute of Technology, MIT). Проведен анализ причин возникновения вертикальных движений в Лофотенском вихре. Показано, что, в отличие от атмосферных синоптических образований, дивергенция Экмановских потоков в придонном слое Лофотенского вихря влияет только на его нижнюю часть. В верхней части его подповерхностного ядра наблюдаются восходящие вертикальные движения. Предполагается, что горизонтальная дисперсия энергии океанического вихря, наиболее интенсивная в поверхностном слое, играет существенную роль в формировании поля вертикальных скоростей в верхней части его ядра. Библиогр. 36 назв. Ил. 3.

Ключевые слова: Норвежское море, Лофотенский вихрь, радиальная структура течений, Q-вихрь, дивергенция, гидродинамическая модель MIT.

* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 16-05-00452 и 17-05-00034). Авторы благодарят Д. Л. Волкова (Cooperative Institute for Marine and Atmospheric Studies University of Miami, США) за предоставленные данные гидродинамического моделирования при помощи MIT.

APPLICATION OF THE THEORY OF COLUMNAR Q-VORTICES WITH HELICAL STRUCTURE FOR THE LOFOTEN VORTEX IN THE NORWEGIAN SEA

¹ St. Petersburg State University, 7–9, Universitetskaya nab., St. Petersburg, 199034, Russian Federation

² NIERSC-Nansen International Environmental and Remote Sensing Centre, 7, office 49H, 14-ya liniya V.O., St. Petersburg, 199034, Russian Federation

³ Kutateladze Institute of Thermophysics, SB RAS, 1, pr. Lavrentyeva, Novosibirsk, 630090, Russian Federation

In this paper, dynamic characteristics of mesoscale vortices in the ocean are considered using the theory of columnar vortices with a helical structure. The radial profile of the relative vorticity is approximated with the Q-distribution. Expressions connecting the distributions of the horizontal and vertical velocity components in this type of vortices are obtained. The limitations for the applicability of the analytical solution are derived. The advantages and disadvantages of this model are shown in comparison with the radial distributions of the corresponding parameters in Scully and in Rayleigh vortices. In particular, it is shown that the Q-distribution can, in some sense, be considered as a compromise solution between the two distributions above. The theory of columnar Q-vortices with helical structure is applied to the permanently existing anticyclonic Lofoten vortex of the Norwegian Sea. The mean radial distributions of various dynamics characteristics of the Lofoten vortex are obtained using simulations with the regional hydrodynamic model MIT. The reasons for formation of the observed vertical velocity structure are analyzed. It is shown that, in contrast to atmospheric synoptic structures, divergence of Ekman fluxes in the bottom layer affects only the lower part of the vortex. In the upper ocean, ascending vertical motion is observed in the Lofoten vortex. It is assumed that horizontal dispersion of vortex energy, the most intense in the surface layer, plays an essential role in the formation of the field of vertical velocities in the upper part of its core. Refs 36. Figs 3.

Keywords: Norwegian Sea, Lofoten vortex, radial velocity structure, Q-vortex, divergence, MIT hydrodynamics model.

Введение

Исследование мезомасштабных вихрей океана особенно интенсифицировалось в последние десятилетия с развитием технологий спутниковых наблюдений и методов численного моделирования (Volkov et al., 2008; Жмур, 2011; Chelton et al., 2011). Результаты исследований показали, что вихри играют значимую роль в формировании крупномасштабных полей океана за счет переноса тепла, соли, биогенов и других веществ (Maze et al., 1997; Голивец и Кошляков, 2003; Wunsch and Ferrari, 2004; Bashmachnikov et al., 2015). Особенно важен вихревой перенос вещества через фронтальные зоны, связанный с неустойчивостью крупномасштабных течений.

Во многих районах океана синоптические вихри также являются важным источником увеличения продуктивности вод. Наблюдения свидетельствуют об увеличении концентрации биогенов в 2–10 раз на участках фотической зоны, расположенных в вихрях, по сравнению с окружающим фоном (Vaillancourt et al., 2003). Это связано и с горизонтальным переносом биогенов, и с модификацией глубины сезонного термоклина и достаточно интенсивными вертикальными потоками в ядре через сезонный термоклин (Klein and Lapeyre, 2009; Gaube et al., 2013).

Как правило, синоптические вихри существуют сравнительно недолго: от нескольких месяцев до 1 года (Chelton et al., 2011; Bashmachnikov et al., 2015), чем затрудняется изучение их динамики. Уникальное природное явление — квазипостоянный Лофотенский вихрь (ЛВ) в Лофотенской котловине Норвежского моря, обнаруженный в ходе русских гидрографических исследований 1970–1980-х гг. (Иванов и Кораблев, 1995а; 1995b; Алексеев и др., 1991; Романцев, 1991; Перескоков,

1999). Этот антициклонический вихрь представляет собой «природную лабораторию» для изучения синоптических образований открытого океана. Хотя в последние годы ЛВ был посвящен ряд исследований (Köhl, 2007; Raj et al., 2015; Volkov et al., 2015; Bashmachnikov et al., 2017), многое в его динамике остается неясным.

Лофотенская котловина расположена западнее континентального шельфа Скандинавии и Лофотенских о-вов. С северо-запада она ограничена хребтом Мона, с юга — плато Воринг и Ян-Майенским разломом (рис. 1, а). Крутые склоны ограничивают практически плоское дно котловины глубиной около 3000 м и площадью более 1300 км². Она является основным резервуаром тепла в регионе: здесь происходят интенсивные процессы обмена теплом и влагой между океаном и атмосферой.

Расположенный в центральной части Лофотенской котловины, ЛВ хорошо выделяется на картах спутниковой альтиметрии между 68–72° с. ш. и 2° з. д. — 10° в. д. как область локального подъема уровня (примерно на 15 см) и резкого увеличения кинетической энергии течений (рис. 1, а) (Köhl, 2007; Volkov et al., 2015; Белоненко и др., 2014). В Лофотенской котловине аномально высоки для региона значения температуры и солености, но даже на их фоне ЛВ представляет собой выраженную линзу теплой соленой воды с диаметром ядра 80–100 км, последнее расположено

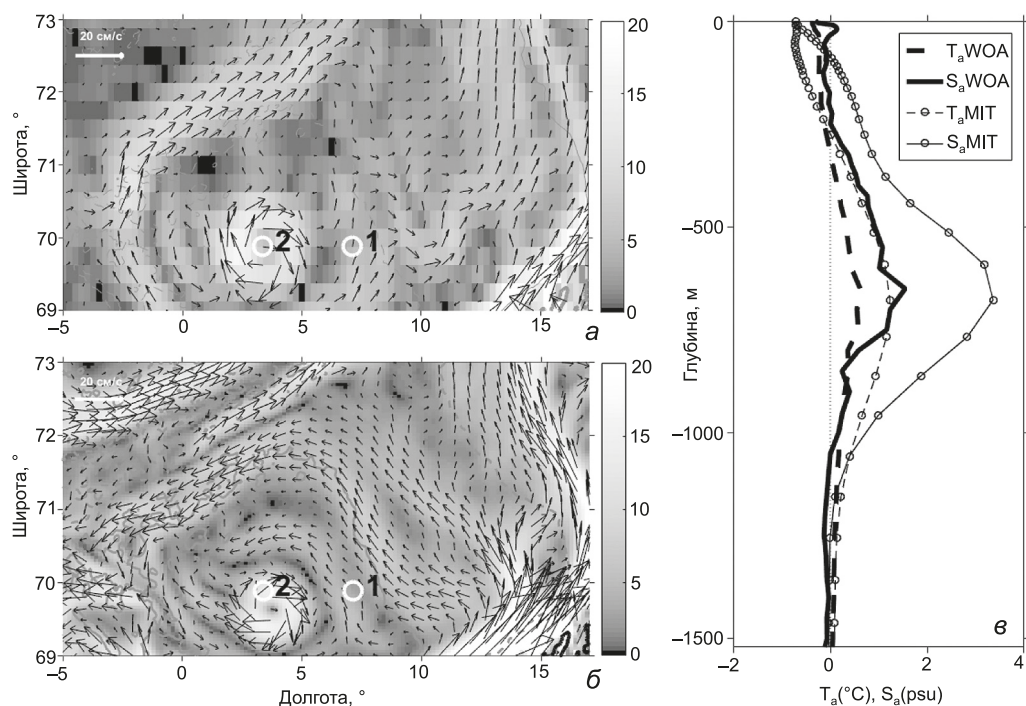


Рис. 1. Данные модели MIT: а — модуль средней скорости течения в Лофотенской котловине на поверхности по данным спутниковой альтиметрии AVISO (1993–2013 гг.), стрелки — векторы скорости течения; б — модуль средней скорости течения в Лофотенской котловине на поверхности по данным модели MIT (1993–2013 гг.), стрелки — векторы скорости течения (приводится только каждый четвертый вектор); в — профили средних аномалий температуры (пунктир) и солености (сплошная кривая) внутри и вне ЛВ по данным World Ocean Atlas 2013 (жирные линии) и MIT (тонкие линии с кружками). Аномалия рассчитывалась как разность характеристик в точках 2 и 1 (см. графики 1, а–б)

в интервале глубин 300–1000 м (рис. 1, в). Динамическое влияние ЛВ распространяется от поверхности до дна (Bashmachnikov et al., 2017), однако антициклонический вихрь не привязан жестко к выраженным особенностям топографии, что обычно является причиной существования квазипостоянных вихрей в открытом море (White et al., 2007). Причины постоянного присутствия ЛВ в центре котловины остаются непонятными.

Полученные в последние годы результаты анализа натурных наблюдений и данных гидродинамического моделирования (гидродинамическая модель MIT — ECCO2, далее — модель MIT)¹ позволяют предположить, что основными механизмами, поддерживающими относительную стабильность термохалинных характеристик и размеров ЛВ в присутствии процессов диссипации, являются глубокая конвекция и слияние ЛВ с мезомасштабными антициклоническими вихрями (Köhl, 2007; Volkov et al., 2015; Bashmachnikov и др., 2017). Синоптические вихри в Лофотенской котловине преимущественно генерируются в результате бароклинной неустойчивости Норвежского течения в районе Лофотенских о-вов и в конце концов сливаются с ЛВ (Köhl, 2007). Относительная роль каждого из указанных механизмов остается неясной.

В данной работе мы сконцентрируем внимание на практически неисследованной теме вертикальных потоков в ЛВ. Полученные результаты позволят лучше понять динамику вторичной циркуляции в синоптических вихрях в океане, которую часто трудно выделить из сравнительно коротких рядов наблюдений на фоне других динамических процессов. В статье сравниваются теоретические оценки скорости вертикальных потоков, в том числе полученные с использованием теории винтообразных вихрей (Куйбин и Окулов, 1996; Алексеенко и др., 2003), со скоростями, полученными по результатам гидродинамической модели MIT.

Данные

Используемая гидродинамическая модель MIT имеет горизонтальное разрешение около 4 км для Северо-Европейского бассейна Северного Ледовитого океана. Используются геопотенциальные вертикальные координаты: 50 слоев толщиной от 10 (верхние слои) до 456 м (нижние слои). Граничные условия взяты из уже упомянутой более грубой реализации модели MIT для всего Мирового океана — ECCO2, а начальные условия — из базы World Ocean Atlas 2009. В качестве форсинга в модели использовались данные эксперимента JRA25 (Japanese 25-year Re-Analysis) на период 1992–2013 гг. Модель хорошо описывает структуру и динамику вод в Северном Ледовитом океане, и в частности в Лофотенской котловине, хорошо воспроизводит основные характеристики вихреобразования в регионе, структуру и динамику ЛВ (Köhl, 2007; Nguyen et al., 2011; Raj et al., 2015; Volkov et al., 2015; Bashmachnikov et al., 2017). Используемые реализации модели MIT предоставлены Д. Л. Волковым (Cooperative Institute for Marine and Atmospheric Studies University of Miami NOAA/AOML/PHOD).

На рис. 1 видно, что модель MIT довольно неплохо воспроизводит как среднее положение ЛВ и скорости течения в вихре, так и его горизонтальную и вертикальную структуру. Несколько завышенные аномалии температуры и солёности в ядре ЛВ по

¹ ECCO2 — Estimating the Circulation and Climate of the Ocean, Phase 2 (см. <http://ecco2.jpl.nasa.gov>).

данным модели МГТ по сравнению с данными наблюдений, взятыми из World Ocean Atlas 2013, могут быть результатом и недостатков самой модели, и недостатков интерполяции и осреднения разреженных и эпизодических натурных данных. В частности, в то время как ЛВ перемещался в некоторой ограниченной области в центре котловины (Köhl, 2007; Bashmachnikov et al., 2017), часть натурных наблюдений в точке 2 (рис. 1, а) могла быть сделана вне его ядра, что должно привести к уменьшению значений аномалий термохалинных характеристик ядра при осреднении. В настоящей работе мы исходим из того, что модель МГТ достаточно хорошо описывает радиальные и вертикальные профили характеристик ЛВ, тем самым позволяя использовать эти данные для анализа вертикальных движений в ЛВ.

Модель колоннообразного вихря

Анализ экспериментальных данных вихревых течений дает основание утверждать, что вихревые линии в вихрях не прямолинейные, а винтообразные (Куйбин и Окулов, 1996; Куйбин, 2003). Если предположить, что эти линии представляют собой канонические винтовые спирали, то в осесимметричном вихре удастся описать азимутальную (окружную) и осевую (вертикальную) компоненты скорости через одну и ту же функцию, получаемую путем интегрирования радиального распределения осевой компоненты завихренности (Куйбин и Окулов, 1996). Этот подход позволяет рассматривать вихрь как трехмерную винтообразную спиральную структуру с ядром конечного размера, а предположение о наличии винтовой симметрии позволяет перейти от трех пространственных координат к двум, описывающим положение винтовых линий, вдоль которых характеристики вихря не изменяются.

Детальное описание теории вихрей с винтовой симметрией (Куйбин и Окулов, 1996; Alekseenko et al., 1999; Алексеенко и др., 2003) в приложении к океаническим структурам дано в работе (Белоненко и др., 2017), к которой мы отсылаем читателя для более подробного ознакомления, ограничившись ниже лишь основными формулами.

В цилиндрической системе координат (r, φ, z) , центрированной в области максимальной относительной завихренности, радиальная, азимутальная и вертикальная компоненты векторов скорости и относительной завихренности исследуемого вихря обозначены как (V_r, V_φ, V_z) и $(\omega_r, \omega_\varphi, \omega_z)$ соответственно. В используемых далее теоретических оценках мы полагаем радиальные потоки жидкости в ядре вихря $V_r = 0$, ограничивая области дивергенции и конвергенции приповерхностным и придонным слоями. Тем самым получаемые решения применимы только для промежуточных глубин. В этом приближении две составляющие скорости осесимметричного колоннообразного вихря могут быть записаны как (Куйбин и Окулов, 1996):

$$\begin{aligned} V_\varphi &= \frac{1}{r} \Phi(r), \\ V_z &= V_0 - \frac{1}{l} \Phi(r), \end{aligned} \tag{1}$$

где V_0 — осевая (вертикальная) составляющая скорости в центре вихря ($r = 0$), $h = 2\pi l$ — вертикальный шаг между спиралевидными изолиниями относительной завихренности.

Функция $\Phi(r)$ определяется через радиальное распределение относительной завихренности (ω_z) как

$$\Phi(r) = \int_0^r \omega_z(r') r' dr'. \quad (2)$$

Уравнение (2) является следствием первого уравнения системы (1), так как для осесимметричного вихря выполняется равенство:

$$\omega_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_\phi). \quad (3)$$

Когда поток является баротропным, несжимаемым и невязким, поле скоростей (1) удовлетворяет уравнениям Эйлера для любого радиального распределения относительной завихренности.

В опубликованном исследовании (Белоненко и др., 2017) для описания горизонтальной структуры вихря применялись два часто используемых распределения радиальной скорости вихря — распределения Скалли (Scully, 1975) и Релея (Carton et al., 1989). Расчет вертикальной скорости вихря с учетом неразрывности жидкости и ограниченности его размеров выявил ряд недостатков в применении этих распределений к океаническим вихрям.

Кроме того, в данной работе рассматривается также Q-распределение, известное еще как вихрь Бэтчелора (Batchelor, 1964), которое обладает большей гибкостью при аппроксимации радиальной структуры вихря. Q-распределение является в некотором смысле компромиссным вариантом между распределениями Скалли и Релея. Оно позволяет получить лучшие аппроксимации радиальных распределений горизонтальной и вертикальной компонент скорости в ЛВ, полученных по данным модели MIT.

Q-вихрь

Вертикальная составляющая относительной завихренности в Q-вихре записывается как

$$\omega_z(r) = \frac{2\alpha\Gamma}{\pi} \exp(-\alpha r^2), \quad (4)$$

где α — параметр, который будет определен ниже.

Подставляя (4) в (2), получим

$$\Phi(r) = \frac{\Gamma}{\pi} \left[1 - \exp(-\alpha r^2) \right]. \quad (5)$$

Тогда, согласно уравнению (1),

$$\begin{aligned} V_\phi(r) &= \frac{\Gamma}{\pi r} \left[1 - \exp(-\alpha r^2) \right], \\ V_z(r) &= V_0 - \frac{\Gamma}{\pi l} \left[1 - \exp(-\alpha r^2) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Возьмем

$$\alpha = \frac{1}{0,5\epsilon^2},$$

где ϵ — характерный горизонтальный масштаб вихря.

Тогда V_ϕ достигает наибольших по модулю значений на $r \approx 0,8\varepsilon$. При этом положение максимума радиального профиля азимутальной скорости Q-вихря (рис. 2) близко к положению максимума профиля азимутальной скорости вихря Релея таким же характерным горизонтальным масштабом ε . Такого типа профили хорошо аппроксимируют реальные радиальные профили азимутальной скорости вихрей в океане (Carton, 1989; Chelton et al., 2011; Bashmachnikov et al., 2015).

К выражениям (6) добавим дополнительное условие, накладываемое уравнением неразрывности:

$$\frac{\partial}{\partial \phi}(\rho V_\phi) + r \frac{\partial}{\partial z}(\rho V_z) = 0. \quad (7)$$

Здесь $\rho = \rho(z)$ — плотность воды на глубине z . Для осесимметричного вихря V_ϕ не зависит от азимута ϕ , и первый член выражения (7) тождественно равен 0.

Подставляя уравнение (6) в (7), получим, что уравнение неразрывности удовлетворяется, в частности, при:

$$\rho(z) V_0(z) = A = \text{const}, \quad \rho(z) \frac{\Gamma(z)}{2\pi l(z)} = B = \text{const}, \quad \varepsilon(z) = \text{const}. \quad (8)$$

Так как $\rho(z)$ изменяется с глубиной незначительно (в пределах нескольких процентов), уравнение (8) означает, что $V_0(z)$ и $\Gamma(z)/l(z)$ практически постоянны по глубине, несколько уменьшаясь ко дну. То есть в этом случае мы рассматриваем почти баротропный вихрь, и зависимостью от координаты z можно пренебречь.

Параметр V_0 можно связать с другими параметрами, предположив, что на каждом горизонте интегральная по площади вихря вертикальная скорость равна 0 (Белоненко и др., 2017):

$$Q = 2\pi \int_0^{n\varepsilon} r' V_z dr' = \pi \left[V_0 r^2 - \frac{\Gamma}{\pi l} \left(r^2 + \frac{1}{\alpha} \exp(-\alpha r^2) \right) \right]_0^{n\varepsilon} = 0. \quad (9)$$

Здесь n — число (не обязательно целое), такое, что расстояние $n\varepsilon$ от центра вихря характеризует границу вихря.

Из уравнения (9) следует, что

$$V_0 n^2 \varepsilon^2 = \frac{\Gamma}{\pi l} \left[n^2 \varepsilon^2 + \frac{1}{\alpha} \exp(-\alpha n^2 \varepsilon^2) - \frac{1}{\alpha} \right], \quad V_0 = \frac{\Gamma}{\pi l} \left[1 + \frac{\exp(-2n^2) - 1}{2n^2} \right], \quad (10)$$

$$V_z(r) = V_0 \left\{ 1 - \left[1 + \frac{\exp(-2n^2) - 1}{2n^2} \right]^{-1} \left[1 - \exp(-2r^2 / \varepsilon^2) \right] \right\}. \quad (11)$$

Или, аналогично:

$$V_z(r) = V_0 - \frac{\Gamma}{\pi l} \left[1 - \exp(-\alpha r^2) \right] = \frac{\Gamma}{\pi l} \left[\frac{\exp(-2n^2) - 1 + 2n^2 \exp(-2r^2 / \varepsilon^2)}{2n^2} \right]. \quad (12)$$

На границе вихря (расстоянии $n\varepsilon$) решение искусственно обрывается. Естественно, что значение n должно быть выбрано таким образом, чтобы на расстоянии $n\varepsilon$ от центра вихря все динамические характеристики вихря были намного меньше, чем их максимальные значения в его ядре. В частности, это предполагает выполнение условия

$$V_z(n\varepsilon)/V_0 \ll 1. \quad (13)$$

Подставляя в (13) выражение (11), получим

$$\begin{aligned} \left| 1 - \frac{2n^2 [1 - \exp(-\alpha n^2 \varepsilon^2)]}{2n^2 - [1 - \exp(-\alpha n^2 \varepsilon^2)]} \right| &\ll 1, \\ \left| \frac{2n^2 - [1 - \exp(-2n^2)] - 2n^2 [1 - \exp(-2n^2)]}{2n^2 - [1 - \exp(-2n^2)]} \right| &\ll 1, \\ \left| \frac{(1 + 2n^2) \exp(-2n^2) - 1}{2n^2 - 1 + \exp(-2n^2)} \right| &\ll 1. \end{aligned} \quad (14)$$

График выражения (14), как функции n (см. рис. 2, а), показывает, что при $n \geq 2,3$ значение $V_z(n\varepsilon)$ не превышает 1 % V_0 . Однако для таких n азимутальная скорость в области обрыва решения превышает 50 % своего максимального значения. Поэтому для точки обрыва решения мы возьмем $n = 4$ (см. рис. 2, а), при котором вертикальная скорость и относительная завихренность на границе вихря более чем на порядок меньше их экстремальных значений в вихре (см. рис. 2, б и в), а азимутальная скорость на границе вихря — менее 30 % ее максимального значения (рис. 2, г). Тогда из (10)–(12) мы получим

$$V_0 = 0,969 \frac{\Gamma}{\pi l} \quad \text{и} \quad V_z = \frac{\Gamma}{\pi l} [\exp(-2r^2 / \varepsilon^2) - 0,031], \quad r \leq 4\varepsilon. \quad (15)$$

Или

$$V_z = 1,032 V_0 [\exp(-2r^2 / \varepsilon^2) - 0,031], \quad r \leq 4\varepsilon.$$

Сравнительные характеристики Q-вихря, вихрей Скалли и Релея

Исследуем достоинства и недостатки аппроксимации вихрей при использовании распределений завихренности, соответствующих Q-вихрю, вихрям Скалли и Релея (рис. 2). На графиках характеристики вихря показаны в нормированном виде, а также нанесены точки отсечения, выбранные согласно указанным критериям (7) и (13). Для каждого типа вихря мы рассматриваем полученные решения лишь слева от соответствующей точки отсечения.

Радиальные распределения динамических характеристик Q-вихря в целом близки к распределениям вихря Скалли, однако они быстрее уменьшаются с рос-

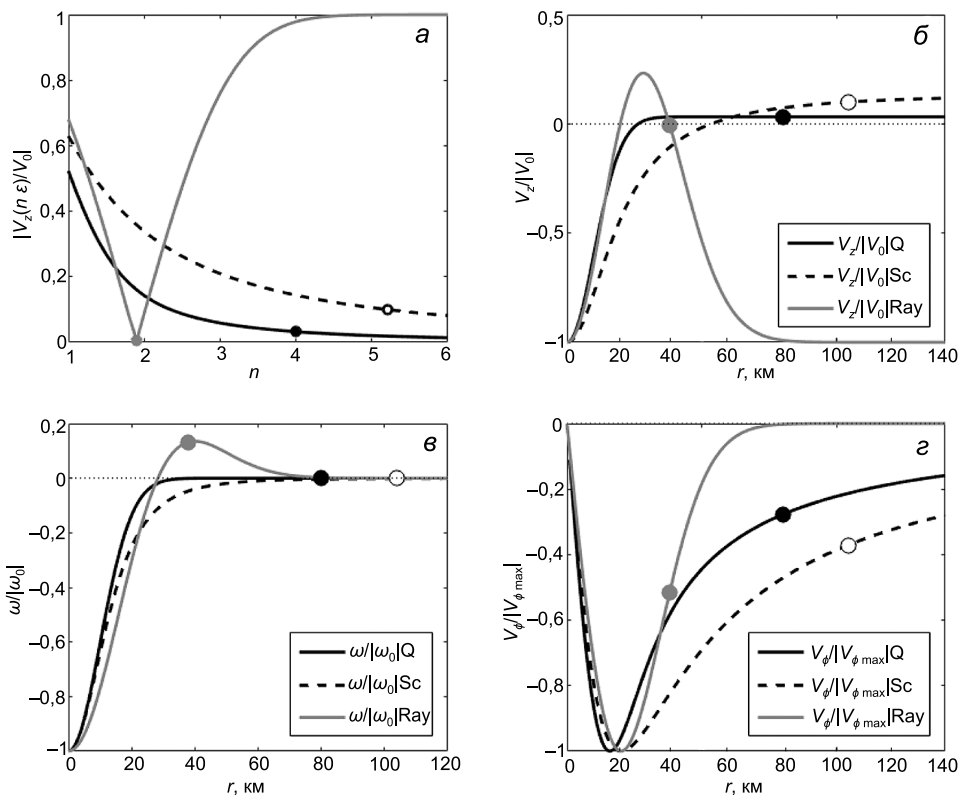


Рис. 2. Динамические характеристики Q-вихря (черные сплошные кривые), вихрей Скалли (черные пунктирные кривые) и Релея (серые сплошные кривые): а — модуль нормированной вертикальной скорости $|V_z(n, \epsilon)/V_0(n)|$ как функция от n ; кружки — выбранные n , характеризующие границу вихрей разных типов (точки отсечения); б–г — соответственно радиальные изменения нормированной относительной завихренности, вертикальной скорости и азимутальной скорости; $\epsilon = 20$ км; кружки — точки отсечения решения, показанные на графике а

том r (см. рис. 2, б–г). Это позволяет расположить точку отсечения ближе к центру вихря, что лучше соответствует наблюдениям (см. рис. 1, а и б). Также в Q-вихре при увеличении n , т.е. при удалении точки отсечения от центра вихря, максимальная вертикальная скорость в его центре не возрастает до бесконечности, а ограничена максимальным значением $\frac{\Gamma}{\pi l}$. При этом, рассматривая Q-вихрь, удастся избежать существенных недостатков, характерных для вихря Релея. Для последнего критерий (13) выполняется только в ограниченной области значений n (см. рис. 2, а), и мы вынуждены «обрезать» решение при довольно больших значениях азимутальной скорости и относительной завихренности (см. рис. 2, б и г). По сравнению с вихрем Релея, недостатком Q-вихря является отсутствие часто наблюдаемой у океанических вихрей области положительной относительной завихренности на его периферии. В целом радиальные распределения Q-вихря представляют собой некоторые промежуточные решения между характеристиками вихрей Скалли и Релея.

Лофотенский вихрь Норвежского моря

Теория колоннообразных вихрей, изложенная в работах (Куйбин и Окулов, 1996; Алексеенко и др., 2003; Alekseenko et al., 1999), построена на предположении об отсутствии дивергенции в столбе жидкости. Предполагается, что вертикальная скорость в вихре определяется дивергенцией в верхнем и придонном слоях ее столба. Покажем, что для реальных океанских вихрей эти условия выполняются довольно приблизительно.

На рис. 3 приведены средние за 20 лет радиальные распределения динамических характеристик ЛВ по данным модели MIT. Завихренность меняет знак на расстоянии приблизительно 30 км от центра вихря, где скорости течения близки к максимальным (рис. 3, а). Это определяет характерный горизонтальный масштаб вихря (ϵ). На границе области отрицательной завихренности (ядра вихря) горизонтальные сдвиговые напряжения максимальны (рис. 3, а и б). Радиальные скорости течения примерно на порядок меньше азимутальных (рис. 2, з, и 3, в), что соответствует представлениям о соотношении геострофических и агеострофических составляющих скорости течения в вихрях (Carton, 2001).

Согласно уравнению неразрывности (7), агеострофические конвергенции и дивергенции в вихре тесно связаны с вертикальными движениями. Поле вертикальных скоростей (см. рис. 3, з) имеет сложную структуру, которая говорит о наличии дивергенции и в верхней, и в нижней частях вихря. В результате в верхнем слое по его центру формируется довольно непривычный для антициклонического вихря подъем вод. Увеличение дивергенции по направлению к поверхности (см. рис. 3, в) ведет к соответствующему увеличению скорости подъема вод в центре вихря с уменьшением глубины (рис. 3, з). Опускание вод происходит в области максимальных азимутальных скоростей.

По результатам моделирования можно оценить интенсивность подъема вод в центре вихря как функции дивергенции в ядре ЛВ:

$$\int_0^{0,8\epsilon} r V_z(r) dr = -0,8\epsilon V_r(0,8\epsilon),$$

учитывая, что V_r достигает наибольших по модулю значений при $r \approx 0,8\epsilon$ (см. рис. 3, в). Используя Q-распределение (15), имеем

$$V_0 = -\frac{0,8}{0,176\epsilon} V_r(0,8\epsilon) \sim -0,22 \cdot 10^{-3} V_r(0,8\epsilon).$$

При радиальных скоростях на границе вихря, равных $V_r(0,8\epsilon) = 3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. рис. 3, в), значение $V_0 \sim 0,62 \cdot 10^{-3} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Это почти вдвое меньше, чем наблюдаемые вертикальные скорости в центре ЛВ (см. рис. 3, д), равные $2 \cdot 10^{-3} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Таким образом, теория Q-вихря занижает значения максимальной скорости в центре ЛВ по сравнению с наблюдениями.

Кроме процессов диссипации на границе вихря причиной дивергенции в его ядре может также быть локальная дивергенция Экмановских потоков в приповерхностном слое океана, вызванная возмущением среднего поля ветра над вихрем. Она оценивается по формуле (Gaube et al., 2015)

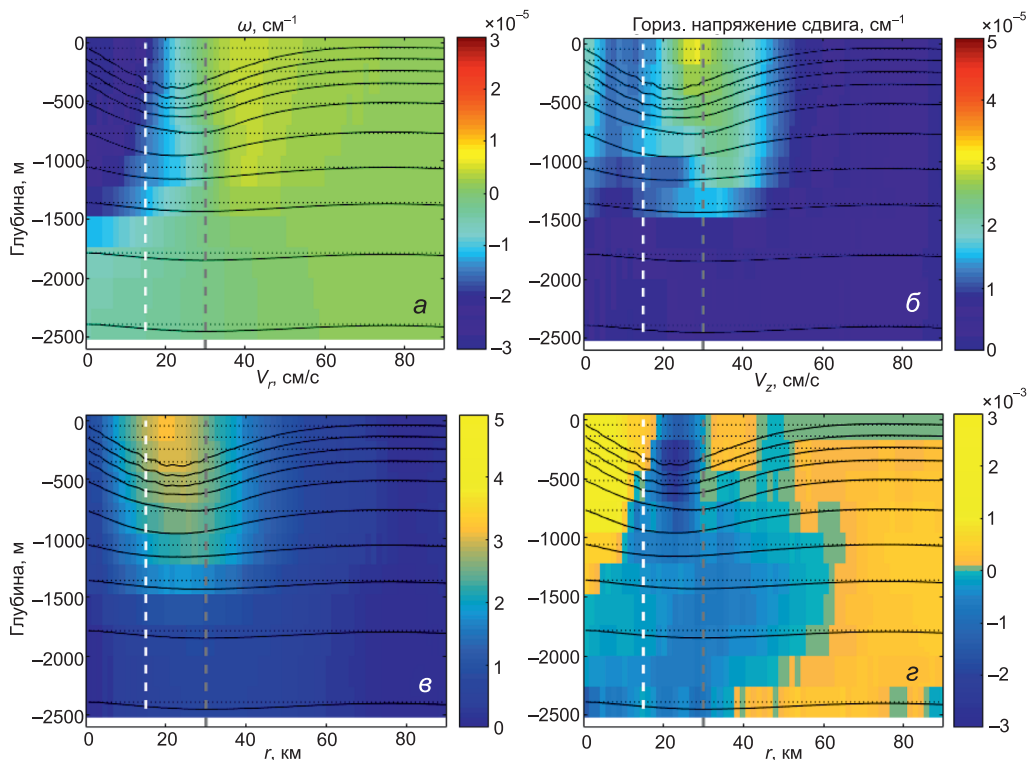


Рис. 3. Средние за 21 год (1993–2013 гг.) радиальные распределения характеристик в ЛВ по данным МПТ: *а* — относительная завихренность, *б* — горизонтальные сдвиговые напряжения, *в* — радиальная скорость (положительные значения возрастают от центра вихря, *г* — вертикальная скорость (положительные значения возрастают по направлению вверх).

Относительные значения радиального распределения азимутальной скорости (сплошные линии) для разных горизонтов отсчитываются относительно соответствующих смещенных по вертикали линий нулевых скоростей (пунктирная линия) на соответствующем горизонте. Белая и серая вертикальные пунктирные линии — расстояния 15 и 30 км от центра вихря соответственно

$$V_{zE} = -\frac{3C_d\rho_a|V_a|}{2\rho f}\omega, \quad (14)$$

где C_d — коэффициент трения ветра, $\rho_a = 1,2 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$ — плотность воздуха, $\rho = 1030 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$ — плотность воды, $f = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ — параметр Кориолиса, V_a — скорость ветра в приводном слое, ω — относительная завихренность вихря.

Примем, что $\rho_a/\rho = 10^{-3}$, $C_d = 10^{-3}$ (Боуден, 1988), $V_a = 5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, а для верхнего слоя ЛВ $\omega = 3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ (см. рис. 3, *а*), и в результате получим значение $V_{zE} \cdot V_{zE} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$. Это на порядок меньше, чем в центре ЛВ (см. рис. 3, *г*), и дивергенцией за счет локальных аномалий поля ветра над ЛВ можно пренебречь.

Из рис. 3 видно, что области максимальных радиальных скоростей на разрезе приурочены к внутренней границе области максимального напряжения сдвига, а также к областям максимальных азимутальных скоростей (рис. 3, *б* и *в*). Здесь процессы турбулентного обмена через границу вихря должны проходить наиболее

интенсивно. Это позволяет предположить, что выявленная радиальная агеострофическая составляющая скорости течения связана с инерционными и турбулентными процессами в вихре.

На рис. 3, б, видно, что подъем вод характерен только для верхнего слоя ЛВ, а в его придонном слое наблюдается опускание вод. В антициклоническом вихре нисходящие движения в ядре обычно связывают с Экмановской дивергенцией в придонном слое трения. Их характерная скорость оценивается как (Педлоски, 1984)

$$V_0 = C\bar{\omega}_z,$$

где

$$C = \sqrt{\frac{K_z}{2f}},$$

K_z — коэффициент вертикальной турбулентной вязкости, $\bar{\omega}_z$ — средняя относительная завихренность у дна.

Определим нисходящие движения за счет донного трения, следуя логике работы (Белоненко и др., 2017). Для $V_{\phi, \max} \sim 10 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ определим (Bowden, 1983)

$$K_z \sim 2,5 \cdot 10^{-3} V_{\phi} \sim 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1};$$

что соответствует его типичным значениям, в том числе в придонном слое под мезомасштабными вихрями (Озмидов, 1986; Ocean circulation..., 2001; Bashmachnikov et al., 2013).

Для

$$\alpha = \frac{1}{0,5\varepsilon^2}$$

из формулы (4) получаем, что средняя относительная завихренность в круге радиуса $r = 0,8\varepsilon$ равна

$$\bar{\omega}_z = \frac{\Gamma}{(0,8\pi\varepsilon)^2} (1 - \exp(-1,28)).$$

Согласно (6),

$$V_{\phi, \max} = \frac{\Gamma}{0,8\pi\varepsilon} (1 - \exp(-1,28)) \quad \text{и} \quad \bar{\omega}_z = \frac{V_{\phi, \max}}{0,8\pi\varepsilon} \approx -2,2 \cdot 10^{-6} \cdot \text{с}^{-1}$$

при $\varepsilon = 20 \text{ км}$ и $V_{\phi, \max} = -10 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$.

Значение завихренности близко к $-3 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ — средней относительной завихренности нижней части вихря по данным модели MIT. Тогда

$$V_0 \approx C \frac{V_{\phi, \max}}{0,8\pi\varepsilon} = 0,28 \sqrt{\frac{K_z}{f}} \frac{V_{\phi, \max}}{\varepsilon}.$$

Подставляя сюда значения параметров ЛВ, получаем $V_0 \approx 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Это хорошо соответствует значениям вертикальной скорости в нижней части вихря

(см. рис. 3, д). Таким образом, донное трение может вызвать наблюдаемые нисходящие скорости в нижней части вихря. Этот эффект сравним с эффектом дивергенции поля скоростей, который доминирует в верхней части вихря.

Выводы

- На примере Лофотенского вихря Норвежского моря показано, что теория колоннообразных вихрей с винтовой структурой может быть применена для исследования вихрей в океане.
- Для описания радиального распределения характеристик вихря может использоваться Q-распределение относительной завихренности. Получены формулы для азимутальной и вертикальной скоростей вихря при данном типе распределения.
- Проведено сравнение динамических характеристик вихря для распределений Скалли, Релея и Q. Для каждого из них выявлены преимущества и недостатки в описании различных динамических характеристик вихря. Показано, что Q-распределение в некотором смысле может считаться компромиссным вариантом между распределениями Скалли и Релея.
- На основе результатов модели MIT выявлена сложная структура вертикальной скорости в ЛВ с восходящими движениями в ядре (и нисходящими у периферии), которые имеют место в верхнем слое моря, и с нисходящими движениями в ядре вихря, в придонных слоях. Оценки вертикальных движений на основе представления о диссипации энергии в верхнем слое моря за счет сил турбулентного трения на периферии вихря, а также донного трения, соразмерны с наблюдаемыми вертикальными скоростями в ядре ЛВ. Этим океанический вихрь отличается от атмосферных синоптических вихрей, где трение о поверхность земли является основным фактором формирования поля вертикальных скоростей по всей высоте синоптического образования.
- Показано, что оценки, полученные для Q-вихря, при общем соответствии радиальной структуры горизонтальных и вертикальных скоростей натурным данным, ниже наблюдаемых максимальных вертикальных скоростей в центре вихря.

Литература

- Алексеев, Г. В., Багрянцев, М. В., Богородский, П. В., Васин, В. Б., Широков, П. Е., 1991. Структура и циркуляция вод на северо-востоке Норвежского моря, в: Проблемы Арктики и Антарктики 65, 14–23.
- Алексеев, С. В., Куйбин, П. А., Окулов, В. Л., 2003. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск, 504.
- Белоненко, Т. В., Волков, Д. Л., Ожигин, В. К., Норден, Ю. Е., 2014. Циркуляция вод в Лофотенской котловине Норвежского моря, в: Вестн. С.-Петерб. ун-та 7, 2, 108–121.
- Белоненко, Т. В., Баимачников, И. Л., Колдунов, А. В., Куйбин, П. А., 2017. О вертикальной компоненте скорости в Лофотенском вихре Норвежского моря, в: Изв. РАН. Физика атмосферы и океана 53, 6, 728–737.
- Боуден, К. Ф., 1988. Физическая океанография прибрежных вод. Пер. с англ. / Ред. И. Ф. Шадрин. Мир, Москва, 324
- Голивец, С. В., Кошляков, М. Н., 2003. Циклонические вихри субантарктического фронта и образование антарктической промежуточной воды, в: Океанология 43, 3, 325–338.
- Жмур, В. В., 2011. Мезомасштабные вихри океана. ГЕОС, 384.

- Иванов, В.В., Кораблев, А.А., 1995а. Формирование и регенерация внутритропической линзы в Норвежском море, в: Метеорология и гидрология 9, 102–110.
- Иванов, В.В., Кораблев, А.А., 1995b. Динамика внутритропической линзы в Норвежском море, в: Метеорология и гидрология 10, 55–62.
- Куйбин, П.А., Окулов, В.Л., 1996. Одномерные решения для течений с винтовой симметрией, в: Теплофизика и аэромеханика 4, 311–315.
- Озмидов, Р.В., 1986. Диффузия примеси в океане. Гидрометеиздат, Ленинград, 280.
- Педлоски, Дж., 1984. Геофизическая гидродинамика. Мир, Москва, 398.
- Перескоков, А.И., 1999. О физической природе крупномасштабного антициклонического кружоворота в толще вод Норвежского моря, в: ДАН 364, 4, 549–552.
- Романцев, В.А., 1991. Крупномасштабная структура и особенности средней циркуляции вод, в: Проблемы Арктики и Антарктики 65, 75–97.
- Alekseenko, S. V., Kuibin, P. A., Okulov, V. L., Shtork, S. I., 1999. Helical vortices in swirl flow, in: J. Fluid Mech 382, 195–243.
- Bashmachnikov, I., Loureiro, C., Martins, A., 2013. Topographically induced circulation patterns and mixing over Condor seamount, in: Deep-Sea Res. II. 98, 38–51. <https://doi.org/10.1016/j.dsr2.2013.09.014>.
- Bashmachnikov, I., Neves, F., Calheiros, T., Carton, X., 2015. Properties and pathways of Mediterranean water eddies in the Atlantic, in: Progress in Oceanogr. 137, 149–172.
- Bashmachnikov, I. L., Sokolovskiy, M. A., Belonenko, T. V., Volkov, D. L., Isachsen, P. E., Carton, X., 2017. On the vertical structure and stability of the Lofoten vortex in the Norwegian Sea, in: Deep-Sea Res. I, 128, 1–27. <http://dx.doi.org/10.1016/j.dsr.2017.08.001>.
- Batchelor, G. K., 1964. Axial flow in trailing line vortices, in: J. Fluid Mech. 20, 645–658.
- Bowden, K. F., 1983. Physical oceanography of coastal waters. Ellis Horwood Limited, Chichester. 1–302.
- Carton, X., 2001. Hydrodynamical modelling of oceanic vortices, in: Surv. Geophys. 22, 179–263.
- Carton, X., Flierl, G. R., Polvani, L. M., 1989. The generation of tripoles from unstable axisymmetric isolated vortex structures, in: Europhysics Lett. 9 (4), 339–344.
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., Samelson, R. M., 2011. Global observations of nonlinear mesoscale eddies, in: Progress in Oceanogr. 91, 167–216.
- Gaube, P., Chelton, D. B., Samelson, R. M., Schlax, M. G., O'Neill, L. W., 2015. Satellite observations of mesoscale eddy-induced Ekman pumping, in: J. of Physical Oceanogr. 45, 1, 104–132.
- Gaube, P., Chelton, D. B., Strutton, P. G., Behrenfeld, M. J., 2013. Satellite observations of chlorophyll, phytoplankton biomass, and Ekman pumping in nonlinear mesoscale eddies, in: J. Geophys. Res. C118. <https://doi.org/10.1002/2013JC009027>.
- Klein, P., Lapeyre, G., 2009. The Oceanic Vertical Pump Induced by Mesoscale and Submesoscale Turbulence, in: Annual Rev. of Marine Sci. 1, 351–375.
- Köhl, A., 2007. Generation and Stability of a Quasi-Permanent Vortex in the Lofoten Basin, in: J. Phys. Oceanogr. 37, 2637–2651.
- Maze, J. P., Arhan, M., Mercier, H., 1997. Volume budget of the eastern boundary layer off the Iberian Peninsula, in: Deep Sea Res. I. 44 (9–10), 1543–1574.
- Nguyen, A. T., Menemenlis, D., Kwok, R., 2011. Arctic ice-ocean simulation with optimized model parameters: approach and assessment, in: J. Geophys. Res. 116, C04025. <http://dx.doi.org/10.1029/2010JC006573>.
- Ocean circulation and climate: observing and modelling the global ocean, 2001. Siedler, G., Church, J., Gould, J. (Eds). San Diego, Academic Press, 715.
- Raj, R. P., Chafik, L., Nilsen, J. E. Ø., Eldevik, T., Halo, I., 2015. The Lofoten Vortex of the Nordic Seas, in: Deep-Sea Res. 196, 1–14.
- Scully, M. P., 1975. Computation of helicopter rotor wake geometry and its influence on rotor harmonic airloads, in: Massachusetts Inst. of Technology Publ. ARSL TR 178–1. Cambridge.
- Vaillancourt, R. D., Marra, J., Seki, M. P., Parsons, M. L., Bidigare, R. R., 2003. Impact of a cyclonic eddy on phytoplankton community structure and photosynthetic competency in the subtropical North Pacific Ocean, in: Deep-Sea Res. I, 50, 829–847.
- Volkov, D. L., Lee, T., Fu L. L., 2008. Eddy-induced meridional heat transport in the ocean, in: Geophysical Res. Lett. 35, 20.
- Volkov, D. L., Kubryakov, A. A., Lumpkin R., 2015. Formation and variability of the Lofoten basin vortex in a high-resolution ocean model, in: Deep-Sea Res. I, 105, 142–157. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2015.09.001>.
- White, M., Bashmachnikov, I., Aristegui, J., Martins, A., 2007. Physical Processes and Seamount Productivity, in: Pitcher, T. J., Morato, T., Hart, P. J. B., Clark, M. R., Haggan, N., Santos, R. S. (Eds), Seamounts: Ecology, Conservation and Management, Blackwell, Oxford, 65–84.

Для цитирования: Башмачников И. Л., Белоненко Т. В., Куйбин П. А. Приложение теории коллонообразных Q-вихрей с винтовой структурой к описанию динамических характеристики Лофотенского вихря Норвежского моря // Вестник СПбГУ. Науки о Земле. 2017. Т. 62. Вып. 3. С. 221–236. <https://doi.org/10.21638/11701/spbu07.2017.301>

References

- Alekseenko, S. V., Kuibin, P. A., Okulov, V. L., 2003. *Vvedenie v teoriyu kontsentririrovannykh vikhrei* [Introduction to the theory of concentrated vortices]. Novosibirsk, 504. (in Russian)
- Alekseenko, S. V., Kuibin, P. A., Okulov, V. L., Shtork, S. I., 1999. Helical vortices in swirl flow, in: *J. Fluid Mech.* 382, 195–243. (in Russian)
- Alekseev, G. V., Bagriantsev, M. V., Bogorodskii, P. V., Vasin, V. B., Shirokov, P. E., 1991. Struktura i tsirkulatsiia vod na severo-vostoke Norvezhskogo moria [Structure and circulation of water in the area of anticyclonic eddy in the northeastern Norwegian Sea], in: *Problemy Arktiki i Antarktiki* [Probl. Arctic and Antarctic] 65, 14–23. (in Russian)
- Bashmachnikov, I., Loureiro, C., Martins, A., 2013. Topographically induced circulation patterns and mixing over Condor seamount, in: *Deep-Sea Res.* II 98, 38–51. <https://doi.org/10.1016/j.dsr2.2013.09.014>.
- Bashmachnikov, I. L., Sokolovskiy, M. A., Belonenko, T. V., Volkov, D. L., Isachsen, P. E., Carton, X., 2017. On the vertical structure and stability of the Lofoten vortex in the Norwegian Sea, in: *Deep-Sea Res.* I, 128, 1–27. <http://dx.doi.org/10.1016/j.dsr.2017.08.001>.
- Bashmachnikov, I., Neves, F., Calheiros, T., Carton, X., 2015. Properties and pathways of Mediterranean water eddies in the Atlantic, in: *Progress in Oceanogr.* 137, 149–172.
- Batchelor, G. K., 1964. Axial flow in trailing line vortices, in: *J. Fluid Mech.* 20, 645–658.
- Belonenko, T. V., Bashmachnikov, I. L., Koldunov, A. V., Kuibin, P. A., 2017. O vertikal'noi komponente skorosti v Lofotenskom vikhre Norvezhskogo moria [On the vertical component of velocity in the Lofoten vortex of the Norwegian Sea], in: *Izvestiia RAN. Fizika atmosfery i okeana* [Proceedings of the Russian Academy of Sciences] 53, 6, 728–737. (in Russian)
- Belonenko, T. V., Volkov, D. L., Ozhigin, V. K., Norden, Iu. E., 2014. Tsirkulatsiia vod v Lofotenskoii kotlovine Norvezhskogo moria [Circulation of waters in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea], in: *Vestnik SPbSU*, 7, 2, 108–121. (in Russian)
- Bouden, K. F. 1988. *Fizicheskaiia okeanografiia pribrezhnykh vod* [Physical Oceanography of Coastal Waters]. Moscow, 324. (in Russian)
- Bowden, K. F., 1983. *Physical oceanography of coastal waters*. Ellis Horwood Limited, Chichester, 1–302.
- Carton, X., 2001. Hydrodynamical modelling of oceanic vortices, in: *Surv. Geophys.* 22, 179–263.
- Carton, X., Flierl, G. R., Polvani, L. M., 1989. The generation of tripoles from unstable axisymmetric isolated vortex structures, in: *Europhysics Lett.* 9 (4), 339–344.
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., Samelson, R. M., 2011. Global observations of nonlinear mesoscale eddies, in: *Progress in Oceanogr.* 91, 167–216.
- Gaube, P., Chelton, D. B., Samelson, R. M., Schlax, M. G., O'Neill, L. W., 2015. Satellite observations of mesoscale eddy-induced Ekman pumping, in: *J. of Physical Oceanogr.* 45, 1, 104–132.
- Gaube, P., Chelton, D. B., Strutton, P. G., Behrenfeld, M. J., 2013. Satellite observations of chlorophyll, phytoplankton biomass, and Ekman pumping in nonlinear mesoscale eddies, in: *J. Geophys. Res.* C118. <https://doi.org/10.1002/2013JC009027>.
- Golivets, S. V., Koshliakov, M. N., 2003. Tsiklonicheskie vikhri subantarkticheskogo fronta i obrazovanie antarkticheskoi promezhutochnoi vody [Cyclonic vortices of the subantarctic front and formation of Antarctic intermediate water], in: *Okeanologiya* [Oceanology] 43, 3, 325–338. (in Russian)
- Ivanov, V. V., Korablev, A. A., 1995a. Formirovanie i regeneratsiia vnutripiknoklinnoi linzy v Norvezhskom more [Formation and regeneration of the pycnocline lens in the Norwegian Sea], in: *Meteorologiya i gidrologiya* [Meteorol. and Hydrol.] 9, 102–110. (in Russian)
- Ivanov, V. V., Korablev, A. A., 1995b. Dinamika vnutripiknoklinnoi linzy v Norvezhskom more [Dynamics of pycnocline lens in the Norwegian sea]. *Meteorologiya i gidrologiya* [Meteorol. and Hydrol.] 10, 55–62. (in Russian)
- Klein, P., Lapeyre, G., 2009. The Oceanic Vertical Pump Induced by Mesoscale and Submesoscale Turbulence, in: *Annual Rev. of Marine Sci.* 1, 351–375.

- Köhl, A., 2007. Generation and Stability of a Quasi-Permanent Vortex in the Lofoten Basin, in: *J. Phys. Oceanogr.* 37, 2637–2651.
- Kuibin, P. A., Okulov, V. L., 1996. Odnomernye resheniia dlia techenii s vintovoi simmetriiei [One-dimensional solutions for flows with helical symmetry], in: *Teplofizika i aeromekhanika [Thermophys. and Aeromech.]* 4, 311–315. (in Russian)
- Maze, J. P., Arhan, M., Mercier, H., 1997. Volume budget of the eastern boundary layer off the Iberian Peninsula, in: *Deep Sea Res.* I. 44 (9–10), 1543–1574.
- Nguyen, A. T., Menemenlis, D., Kwok, R., 2011. Arctic ice-ocean simulation with optimized model parameters: approach and assessment, in: *J. Geophys. Res.* 116, C04025. <http://dx.doi.org/10.1029/2010JC006573>.
- Ocean circulation and climate: observing and modelling the global ocean*, 2001. Siedler, G., Church, J., Gould J. (Eds). San Diego, Academic Press, 715.
- Ozmidov, R. V., 1986. *Diffuziia primesi v okeane [Diffusion of an impurity in the ocean]*. Gidrometeoizdat, Leningrad, 280. (in Russian)
- Pedlosky, J., 1987. *Geofizicheskaia gidrodinamika [Geophysical fluid dynamics]*. Mir, Moscow, 398. (in Russian)
- Pereskokov, A. I., 1999. O fizicheskoi prirode krupnomasshtabnogo antitsiklonicheskogo krugovorota v tolshche vod Norvezhskogo moria [On the physical nature of large-scale counter-cyclical cycle in the water column of the Norwegian Sea], in: *DAN [Rep. of Acad. Sci.]* 364, 4, 549–552. (in Russian)
- Raj, R. P., Chafik, L., Nilsen, J. E. Ø, Eldevik, T., Halo, I., 2015. The Lofoten Vortex of the Nordic Seas, in: *Deep-Sea Res.* 196, 1–14.
- Romantsev, V. A., 1991. Krupnomasshtabnaia struktura i osobennosti srednei tsirkuliatsii vod [Large-scale structure and characteristics of the average circulation of the water], in: *Problemy Arktiki i Antarktiki [Probl. Arctic and Antarctic]* 65, 75–97. (in Russian)
- Scully, M. P., 1975. *Computation of helicopter rotor wake geometry and its influence on rotor harmonic airloads*. Massachusetts Inst. of Technology Publ. ARSL TR 178–1. Cambridge.
- Vaillancourt, R. D., Marra, J., Seki, M. P., Parsons, M. L., Bidigare, R. R., 2003. Impact of a cyclonic eddy on phytoplankton community structure and photosynthetic competency in the subtropical North Pacific Ocean, in: *Deep-Sea Res.* I, 50, 829–847.
- Volkov, D. L., Kubryakov, A. A., Lumpkin R., 2015. Formation and variability of the Lofoten basin vortex in a high-resolution ocean model, in: *Deep-Sea Res.* I, 105, 142–157. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2015.09.001>.
- Volkov, D. L., Lee, T., Fu L. L., 2008. Eddy-induced meridional heat transport in the ocean, in: *Geophysical Res. Lett.* 35, 20.
- White, M., Bashmachnikov, I., Aristegui, J., Martins, A., 2007. *Physical Processes and Seamount Productivity*, Pitcher, T. J., Morato, T., Hart, P. J. B., Clark, M. R., Haggan, N., Santos, R. S. (Eds), Seamounts: Ecology, Conservation and Management. Blackwell, Oxford, 65–84.
- Wunsch C., Ferrari R., 2004. Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans, in: *Annual Rev. of Fluid Mech.* 36, 281–314.
- Zhmur, V. V., 2011. *Mezomasshtabnye vikhri okeana [Mesoscale vortices of the ocean]*. GEOS. 384. (in Russian)

For citation: Bashmachnikov I. L., Belonenko T. V., Kuibin P. A. Application of the theory of columnar Q-vortices with helical structure for the Lofoten vortex in the Norwegian Sea. *Vestnik SPbSU. Earth Sciences*, 2017, vol. 62, issue 3, pp. 221–236. <https://doi.org/10.21638/11701/spbu07.2017.301>

Статья поступила в редакцию 3 апреля 2017 г.
Статья рекомендована в печать 6 октября 2017 г.

Контактная информация

Башмачников И. Л. — кандидат географических наук, доцент; igorb1969@mail.ru
Белоненко Т. В. — доктор географических наук, профессор; t.v.belonenko@spbu.ru
Куйбин П. А. — доктор физико-математических наук, профессор; kuibin@itp.nsc.ru
Bashmachnikov I. L. — PhD (Geography), Associate Professor; igorb1969@mail.ru
Belonenko T. V. — Dr. of Science, Professor; t.v.belonenko@spbu.ru
Kuibin P. A. — Dr. of Science, Professor; pak0659@mail.ru